

УДК 530.182, 535-14

НЕЛИНЕЙНОЕ СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ПРОЦЕССЕ ГЕНЕРАЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО СИГНАЛА

А.Н. Бугай, С.В. Сазонов

Аннотация

Исследован процесс генерации терагерцового излучения в нелинейном одноосном кристалле на основе механизма оптического выпрямления фемтосекундного светового импульса. Для устранения сильного поглощения рассмотрены частоты, существенно удаленные от линии резонансного поглощения. На основе численного моделирования показано, что при значительной длине пробега терагерцового импульса последний испытывает распад на две составляющие. Первая представляет собой видеосолитон, спектр которого центрирован на нулевой частоте, а вторая – модулированный несолитонный импульс.

Ключевые слова: солитон, предельно короткий импульс, оптическое выпрямление.

Введение

В последнее время усиливается интерес к коротким электромагнитным импульсам, спектр которых лежит в дальней инфракрасной области с частотами порядка нескольких терагерц (ТГц). Использование таких сигналов в спектроскопии, обработке изображений, системах безопасности и многих других областях [1] открывает значительные перспективы.

Важной тенденцией в развитии современной нелинейной оптики является получение импульсов все более короткой длительности, вплоть до нескольких периодов колебаний – так называемых предельно коротких импульсов (ПКИ). Особенно привлекают внимание солитонные или солитоноподобные режимы распространения таких образований. Стоит отметить, что теоретические исследования ПКИ хорошо развиты для случая изотропных сред, в то время как распространение подобных сигналов в анизотропных средах исследовано значительно слабее.

В настоящее время среди различных методов генерации терагерцового излучения получил распространение так называемый метод оптического выпрямления в квадратично-нелинейных кристаллах. Суть указанного явления состоит в проявлении механизма трехволнового взаимодействия. При прохождении в среде мощного фемтосекундного лазерного импульса, имеющего в своем спектре частоты $\omega_1 > \omega_2$, происходит генерация терагерцового импульса на разностной частоте $\Omega = \omega_1 - \omega_2$. Условием эффективного протекания данного процесса является равенство групповой скорости оптического коротковолнового импульса фазовой скорости терагерцового длинноволнового импульса, называемое иногда в литературе условием длинно-коротковолнового резонанса (ДКР).

Поскольку квадратично-нелинейная среда является анизотропной, то возникает вопрос, возможны ли при описанном выше явлении солитонные режимы распространения. Существенной особенностью терагерцового диапазона является наличие линии поглощения, обусловленной оптической ветвью колебаний атомных

ядер в узлах кристаллической решетки. В связи с этим довольно сильно будут проявляться эффекты поглощения и дисперсии. Как следствие можно ожидать солитонные режимы распространения для импульсов в половину колебания электромагнитного поля, спектр которых центрирован на нулевой частоте. В большинстве теоретических работ и экспериментов дистанции распространения терагерцовых импульсов в кристалле сравнительно невелики, поэтому целью настоящей работы является проследить эволюцию таких образований на значительно больших дистанциях, выявив условия осуществления солитоноподобных режимов распространения.

1. Нелинейные волновые уравнения

Рассмотрим процесс генерации терагерцового импульса методом оптического выпрямления. В качестве среды будем рассматривать полупроводниковые кристаллы типа ZnTe, GaAs, GaP и др., коэффициент поглощения которых меньше, чем у диэлектрических одноосных кристаллов типа LiNbO₃. Другим их преимуществом является возможность осуществления условия ДКР в коллинеарном режиме распространения импульса накачки и генерируемого излучения.

Пусть на кристалл подается лазерный импульс с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне. Распространение лазерного импульса в квадратично-нелинейном кристалле происходит вдоль оси z . Соответствующее волновое уравнение запишем в виде

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (P_e + P_i), \quad (1)$$

где E – электрическое поле импульса, c – скорость света в вакууме, P_e и P_i – электронный и ионный поляризационные отклики соответственно.

Будем считать, что спектр оптического импульса лежит ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот. Тогда электронный отклик можно представить как [2]

$$P_e = \chi_1 E + \chi_2 E^2 - \frac{\chi_1}{\omega_e^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где χ_1 и χ_2 – компоненты тензоров линейной и нелинейной второго порядка безынерционных восприимчивостей кристалла, ω_e – характерная электронно-оптическая частота среды [2], последнее слагаемое в правой части (2) учитывает инерционность электронного отклика.

Для ионного отклика запишем уравнение классического осциллятора с затуханием

$$\frac{\partial^2 P_i}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial P_i}{\partial t} + \omega_i^2 P_i = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E, \quad (3)$$

где γ – постоянная затухания, ω_i и ω_p – ионные резонансная и плазменная частоты соответственно.

Полагая, что выполнено условие синхронизма, представим электрическое поле и поляризационные отклики в виде

$$\begin{aligned} E &= (\psi(z, t)e^{i(\omega t - kz)} + c.c.) + E_T, \\ P_{e,i} &= (\xi_{e,i}(z, t)e^{i(\omega t - kz)} + c.c.) + P_{e,i}^{(T)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где E_T и $P_{e,i}^{(T)}$ – поле и поляризационные отклики терагерцового диапазона соответственно, не имеющие несущей частоты. Выражения в скобках соответствуют

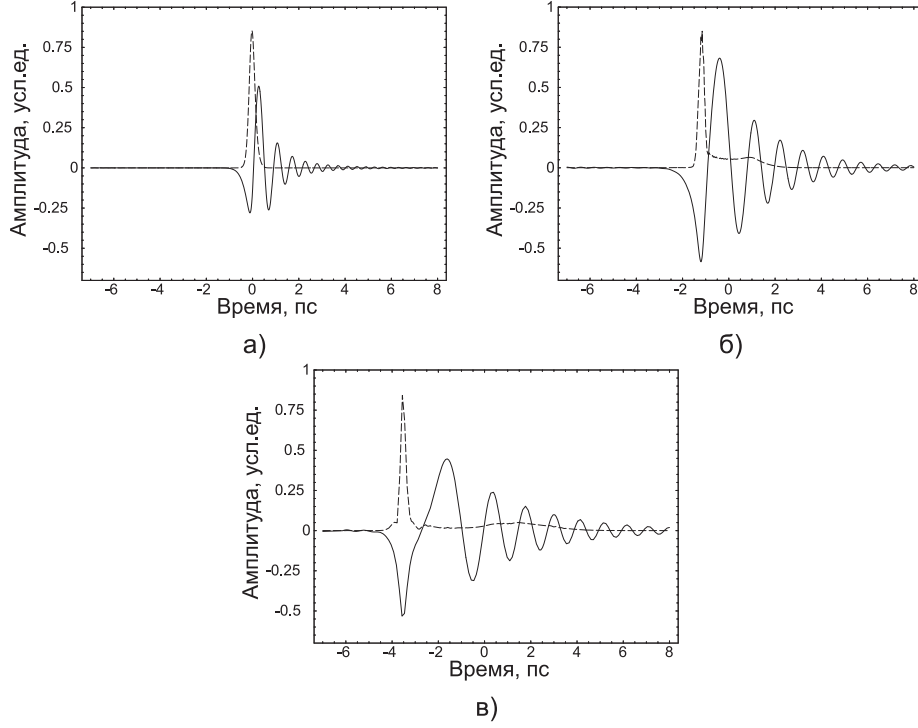


Рис. 1. Форма импульсов при пробеге в среде: $z = 5$ мм (а), $z = 3$ см (б) и $z = 6$ см (в). Штриховая линия – огибающая оптической накачки, сплошная линия – поле терагерцового сигнала

оптическому диапазону с комплексными огибающими поля ψ и поляризационных откликов $\xi_{e,i}$ при несущей частоте ω .

Из (1)–(4) после использования приближения медленно меняющихся огибающих и при учете условия $\omega \gg \omega_i$ придем к нелинейной системе

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - a_{2eo} \omega E \psi = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial z} + \delta \frac{\partial E_T}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} (a_{2o} |\psi|^2 + a_{2e} E_T^2) + \mu \int_{-\infty}^{\tau} g(\tau - \tau') E_T(\tau') d\tau' = 0, \quad (6)$$

где v_g , n_g и $k_2 = \partial n_g / \partial \omega$ – групповая скорость, групповой показатель преломления и коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС) оптического импульса, соответственно, $\tau = t - z/v_g$ – «локальное» время, постоянные a_2 описывают нелинейное взаимодействие между обеими компонентами, $\delta = 0.5 v_g c^{-2} (n_{THz}^2(0) - n_g^2)$, где $n_{THz}(\Omega)$ – показатель преломления на частоте Ω , соответствующей терагерцовому диапазону.

Коэффициент $\mu = \omega_p^2 / (2n_g^2 \omega_i)$ и функция $g(\tau - \tau') = \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_i(\tau - \tau')]$ описывают поглощение и дисперсию показателя преломления на низких частотах.

Поскольку эффективная генерация будет происходить при выполнении условия ДКР вида $n_{THz} = n_g$, то распространение осуществляется со скоростью, равной или близкой v_g , что позволило использовать приближение квазиоднаправленного распространения.

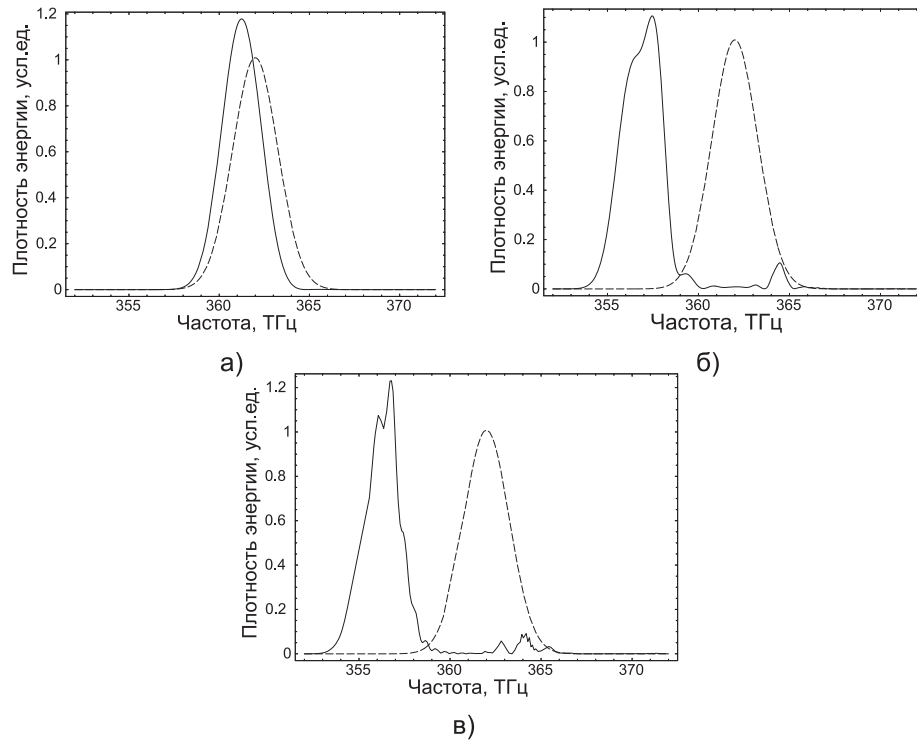


Рис. 2. Спектр оптического импульса при пробеге в среде: $z = 5$ мм (а), $z = 3$ см (б) и $z = 6$ см (в). Штриховая линия – спектр на входе в среду

Данная система уравнений вытекает из системы уравнений для предельно коротких импульсов в анизотропной среде, полученной в работе [2]. Если пренебречь дисперсией и поглощением генерируемого импульса, а также его самодействием, то при выполнении условия ДКР уравнения (5), (6) сведутся к интегрируемой системе ($\delta = \mu = a_{2e} = 0$), имеющей солитонные решения вида [3]

$$\psi = \frac{|k_2|}{a_2 \tau_p} \sqrt{\frac{\sigma}{\omega}} \operatorname{sech} \left(\frac{\tau + k_2 \sigma z}{\tau_p} \right) e^{-i(\sigma \tau + 0.5 k_2 (\sigma^2 - \tau_p^{-2}) z)}, \quad (7)$$

$$E_T = -\frac{k_2}{a_2 \tau_p^2} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\tau + k_2 \sigma z}{\tau_p} \right), \quad (8)$$

где свободные параметры τ_p и σ имеют смысл длительности и сдвига несущей частоты импульса накачки в красную область спектра.

2. Результаты численного моделирования

При проведении численного моделирования системы (1), (2) в качестве модели среды будем использовать кристалл ZnTe. Частота резонансного поглощения в нем составляет 5.32 ТГц, а коэффициент поглощения на частоте 1 ТГц составляет 1.3 см^{-1} [4]. Использование в качестве накачки Ti:сапфирового лазера (780–840 нм) позволяет выполнить условие ДКР в коллинеарном режиме на частотах примерно 0.1–2.5 ТГц.

Проведенные расчеты показывают, что генерируемый широкополосный терагерцовый сигнал типа ПКИ при длительном распространении в кристалле испытывает распад, как изображено на рис. 1, в. Из горба отрицательной полярности

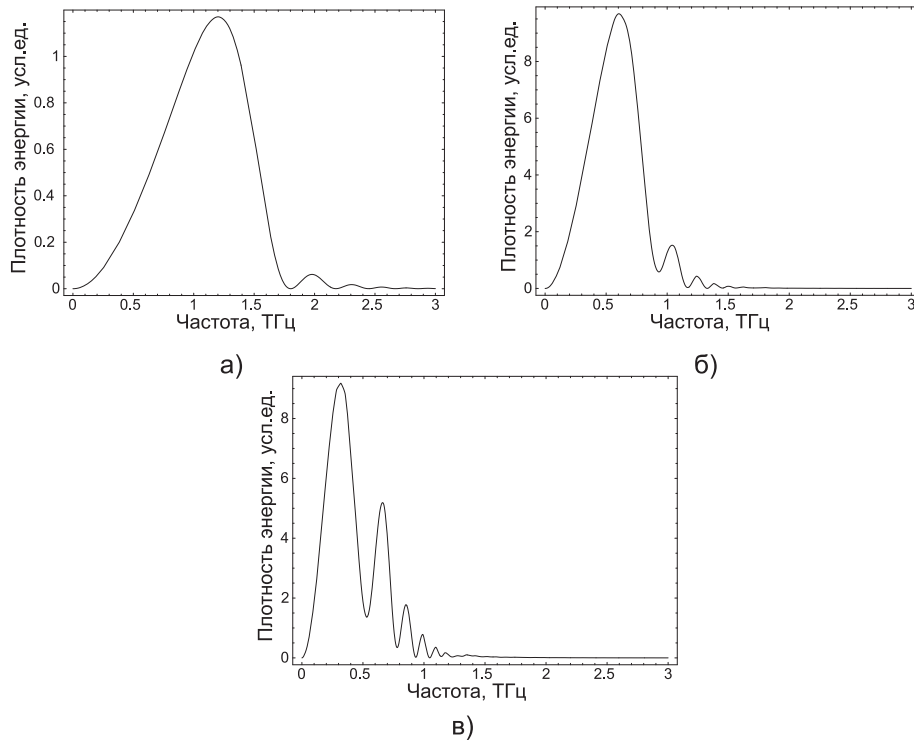


Рис. 3. Спектр терагерцового импульса при пробеге в среде: $z = 5$ мм (а), $z = 3$ см (б) и $z = 6$ см (в)

формируется двухкомпонентный солитон (рис. 1, в, слева), соответствующий (7), (8). Остальная часть терагерцового сигнала (рис. 1, в, справа) постепенно отстает от солитона, в то время как скорость последнего несколько увеличивается в соответствии с предсказанием формул (7), (8). В приведенном на рис. 1 примере длительность импульса накачки длиной волны 828 нм составила 150 фс, а пиковая интенсивность – 22 ГВт/см^2 .

На рис. 2, 3 приведены эволюции спектров оптического и терагерцового импульсов соответственно. Видно, что в соответствии с (7) спектр оптического импульса испытывает сильный сдвиг в красную область. Отметим, что данный сдвиг наблюдался экспериментально [5]. Спектр же терагерцового сигнала, первоначально центрированный на частоте 1 ТГц, также постепенно смещается в область более низких частот. В процессе распада терагерцового импульса из нескольких колебаний происходит модуляция спектра, приводящая к его дроблению и самосжатию. После эффективного выделения солитонной части спектр низкочастотной составляющей солитона (на рисунке не показан) будет центрирован на нулевой частоте.

Поясним механизм деформации спектров оптического и терагерцового сигналов. Порождая низкочастотный импульс, оптическая составляющая поля испытывает на нем рассеивание, в результате чего её несущая частота испытывает смещение в красную область. Однако перекачка энергии из оптического импульса в терагерцовый по причине изменения условия ДКР должна происходить в область более низких частот. Таким образом, терагерцовый импульс испытывает аналогичный сдвиг максимума спектра. Непрерывное протекание этого процесса оканчивается формированием двухкомпонентного солитона. Отметим, что сдвиг спектра в красную область увеличивается с ростом интенсивности накачки.

Заключение

В настоящей работе исследована эволюция терагерцового сигнала из нескольких колебаний электромагнитного поля при длительном распространении после генерации в квадратично-нелинейной среде. При достаточно интенсивных импульсах накачки терагерцовый импульс уже на расстоянии нескольких сантиметров испытывает распад на стационарный сгусток в половину колебания поля и промодулированный «хвост».

Формирующееся образование является двухкомпонентным солитоном, включающим в себя квазимонохроматический оптический импульс накачки, частота которого становится меньше исходной, и сигнал в половину колебания электромагнитного поля, центрированный на нулевой частоте.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда некоммерческих программ «Династия» (А.Н.Б.).

Summary

A.N. Bugay, S.V. Sazonov. Nonlinear Spectral Transformation of Femtosecond Light Pulse During the Process of Broadband Terahertz Signal Generation.

The generation of terahertz signal in uniaxial nonlinear crystal with the help of femtosecond light pulse optical rectification method is examined. This process is considered in frequency region with low absorption. As follows from the results of numerical simulation, the terahertz pulse experiences decay into two pulses. The first one is video-soliton with spectrum centered on zero frequency, and the second one is nonsoliton pulse with modulation.

Key words: soliton, extremely short pulse, optical rectification.

Литература

1. *Han P.Y., Zhang X.-C.* Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy // *Meas. Sci. Tech.* – 2001. – V. 12, No 11. – С. 1747–1756.
2. *Сазонов С.В., Соболевский А.Ф.* О нелинейном распространении предельно коротких импульсов в оптически одноосных средах // *ЖЭТФ.* – 2003. – Т. 123, № 6. – С. 1160–1179.
3. *Yajima N., Oikawa M.* Formation and Interaction of Sonic-Langmuir Solitons // *Progr. Theor. Phys.* – 1976. – V. 56, No 6. – P. 1719–1739.
4. *Shall M., Walther M., Jepsen P.U.* Fundamental and second-order phonon processes in CdTe and ZnTe // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 64, No 10. – P. 094301.
5. *Степанов А.Г., Мельников А.А., Компанец В.О., Чекалин С.В.* Модификация спектра фемтосекундного лазерного импульса при высокоэффективной генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления // *Письма в ЖЭТФ.* – 2007. – Т. 85, No 5. – С. 279–282.

Поступила в редакцию
18.02.08

Бугай Александр Николаевич – аспирант Российского государственного университета им. И. Канта, г. Калининград.

E-mail: bugay_aleksandr@mail.ru

Сазонов Сергей Владимирович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Российского научного центра «Курчатовский институт», г. Москва.

E-mail: sazonov.sergey@gmail.com